УДК 621.384.6.08

ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Ф. Шарафутдинов, Г.А. Науменко, А.П. Потылицин, Б.Н. Калинин, Г.А. Саруев

НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете
E-mail: alexi@phtd.tpu.edu.ru

Диагностика пучков является актуальной проблемой на большинстве ускорителей. Для диагностики ускоренных пучков с энергиями E>100 МэВ применяется оптическое переходное излучение. Для целей регистрации излучения в этом случае, как правило, используются дорогие ПЗС-камеры.

Разработан метод диагностики, также основанный на оптическом переходном излучении, но применимый для низкоэнергетических и слабоинтенсивных пучков заряженных частиц. Предложено использовать простую и дешевую видеокамеру в качестве детектора излучений. С помощью такой камеры и простой оптической системы возможно измерение как размеров пучка, так и его угловой расходимости.

Для проверки данной техники на микротроне НИИ ядерной физики при ТПУ с энергий электронов 6,1 МэВ проведена серия экспериментов по измерению размеров пучка, представлены результаты измерений и их анализ.

Введение

В современной ускорительной технике проблема диагностики пучков является весьма актуальной, поскольку необходимо не только измерять размеры и положение пучка, но также контролировать его профиль и угловую расходимость. Одним из распространенных является метод, основанный на регистрации оптического переходного излучения частиц пучка. Данный метод широко используется для диагностики пучков в диапазоне энергий $10^1...10^4$ МэВ (например [1, 2]) и позволяет измерять как поперечные размеры пучка, так и его угловую расходимость [3, 4], которая может быть определена по форме угловой или ориентационной зависимости переходного излучения (ПИ). В детекторах переходного излучения широко используют ПЗС-матрицы с соответствующей оптической системой. Достоинством использования оптического переходного излучения (ОПИ) по сравнению с распространенной схемой, где используется излучение люминофора, возбуждаемое ускоренным пучком, является возможность определения распределения частиц в пучке. Это возможно благодаря тому, что излучение, возникающее непосредственно под действием пучка, наследует информацию о распределении частиц в пучке. В то время как излучение в люминофоре является вторичным излучением ионизированных атомов среды и переизлучается в хаотичном порядке.

Реальное распределение частиц в пучке при измеренном распределении переходного излучения может быть получено путем сложных расчетов с использованием волновой оптики. В общем случае, если оптическая система сфокусирована на мишень и регистрируется интенсивность излучения для узкого диапазона длин волн, на ПЗС-матрице мы увидим распределение числа фотонов, которое связано с распределением числа частиц в пучке через оптический коэффициент усиления, значение которого может быть получено по правилам оптики.

Для оценки интенсивности излучения воспользуемся теорией оптического переходного излучения, хорошо разработанной и позволяющей точно рассчитать выход излучения для наклонной аморфной мишени [5].

Интенсивность ОПИ определяется суммой двух поляризованных компонент излучения:

$$\frac{d^2W(\vec{n},\omega)}{d\omega\, d\Omega} = \frac{d^2W_{\parallel}(\vec{n},\omega)}{d\omega\, d\Omega} + \frac{d^2W_{\perp}(\vec{n},\omega)}{d\omega\, d\Omega}, \qquad (1)$$

где

$$\frac{d^2W_{\parallel}(\vec{n},\omega)}{d\omega\, d\Omega} = \frac{\alpha\beta_z^2\cos^2\theta_z\left|1-\varepsilon\right|^2}{\pi^2[(1-\beta_y\cos\theta_y)^2-\beta_z^2\cos^2\theta_z]^2\sin^2\theta_z}\times$$
$$\times\left|\frac{(1-\beta_z\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_z}-\beta_z^2-\beta_y\cos\theta_y)\,\sin^2\theta_z+\beta_y\beta_z\cos\theta_y\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_z}}{(1-\beta_y\cos\theta_y-\beta_z\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_z})(\varepsilon\,\cos\theta_z+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_z})}\right|^2 \qquad (2)$$

– интенсивность излучения, поляризованного в плоскости отражения,

$$\frac{d^2W_{\perp}(\vec{n},\omega)}{d\omega\, d\Omega} = \frac{\alpha\beta_y^2\beta_z^4\cos^2\theta_x\cos^2\theta_z\left|1-\varepsilon\right|^2}{\pi^2[(1-\beta_y\cos\theta_y)^2-\beta_z^2\cos^2\theta_z]^2\sin^2\theta_z}\times \qquad (3)$$
$$\times\left|(1-\beta_z\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_z}-\beta_y\cos\theta_y)(\cos\theta_z+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_z})\right|^{-2}$$

– интенсивность излучения, поляризованного в плоскости ортогональной плоскости отражения, ω – энергия фотонов переходного излучения (используется натуральная система единиц $h=c=1$), $\alpha=1/137$ – постоянная тонкой структуры, $\vec{n}=\{\cos\theta_x,\cos\theta_y,\cos\theta_z\}$ – единичный вектор в направлении вылета фотона ОПИ, $\beta_x=v\sin\psi$ и $\beta_z=v\cos\psi$ – проекции скорости частицы на соответствующие оси, угол наклона мишени ψ показан на рис. 1, ε – комплексный коэффициент диэлектрической проницаемости. Ось z направлена перпендикулярно поверхности мишени, а плоскость xz определяет плоскость отражения излучения. При этом направляющие косинусы для импульса фотона ОПИ определяются через полярный и азимутальный углы следующим образом:

$$\cos\theta_x = \sin\theta\cos\varphi,$$
$$\cos\theta_y = \sin\theta\sin\varphi, \qquad (4)$$
$$\cos\theta_z = \cos\theta.$$

При регистрации так называемого "обратного переходного излучения" детектор расположен под прямым углом в плоскости отражения, а нормаль к поверхности мишени – под углом 45° к падающему пучку ($\psi=\pi/4$).

Диэлектрическая проницаемость среды является комплексной величиной:

$$\varepsilon = (n - ik)^2,$$

где вещественная часть описывает способность среды отражать излучение, а мнимая – способность среды поглощать излучение. Обе компоненты зависят от длины волны излучения, поэтому формулы (1–4) описывают спектрально-угловое распределение и позволяют рассчитать спектр ОПИ для различных веществ по известным оптическим характеристикам. Зависимость компонент диэлектрической проницаемости от энергии фотонов для алюминия приведена на рис. 2 [6].

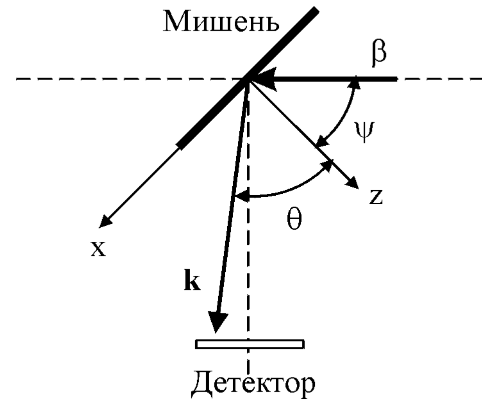


Рис. 1. *Система координат для расчета переходного излучения*

Интегрируя (1) по углам наблюдения во всю полусферу, в которую отражается излучение, можно получить спектр переходного излучения, который для видимого диапазона длин волн и $\gamma = 12$ (γ – Лоренц-фактор начальной частицы) приведен на рис. 3. На этом же рисунке приведен аналогичный спектр ОПИ для идеально проводящей мишени ($\varepsilon\to\infty$), описываемый формулой:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2\alpha}{\pi^2\beta^3}\left\{\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta\right\}.$$

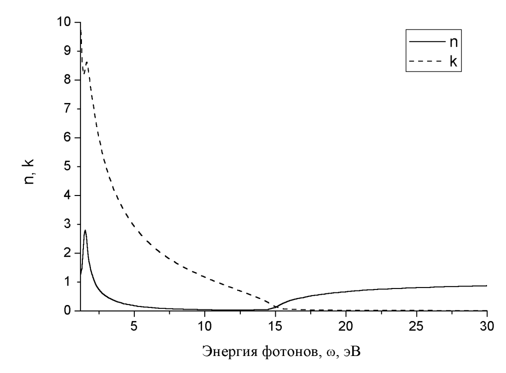


Рис. 2. *Компоненты диэлектрической проницаемости для алюминия в зависимости от энергии фотонов*

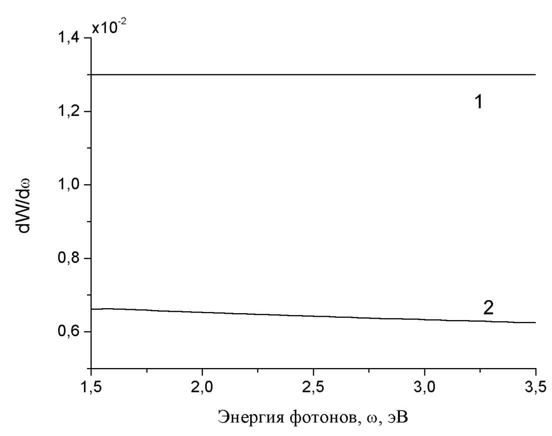


Рис. 3. *Спектр оптического переходного излучения: кривая 1) для идеальной мишени; 2) для алюминиевой мишени*

В связи с тем, что параметры чувствительности фотоприёмников обычно приведены в люксах, для выбора прибора с необходимой чувствительностью нужно привести выход ОПИ к стандартным фотометрическим величинам. Для этого необходимо спектр ОПИ свернуть с функцией спектральной световой эффективности человеческого глаза. Спектральная световая эффективность глаза в зависимости от длины волны может быть аппроксимирована гауссовским распределением [7]:

$$K(\lambda) = \exp\left(-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

с параметрами: $\lambda_0 = 0{,}555$ мкм и $\sigma = 0{,}044$ мкм. Эта же эффективность как функция от энергии излучения:

$$K(\omega) = \exp\left[-2\left(\frac{\pi\hbar c}{\sigma}\right)^2\left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_0}\right)^2\right],$$

– здесь $\hbar c = 0{,}197$ эВ·мкм - константа перехода, ω – энергия фотонов в эВ, $\omega_0 = 2{,}23$ эВ – энергия фотонов, при которой эффективности глаза максимальна.

Распределение $\frac{dW}{d\omega}K(\omega)$ показано на рис. 4. Интегрируя эту функцию по энергии фотонов, получим энергию, излучаемую одним электроном в видимом диапазоне: 0,0025 эВ или, что то же самое, $4\cdot10^{-22}$ Дж.

Для нашей установки, которая работает в импульсном режиме, среднее число электронов на один макроимпульс составляет 10^{12} электронов. Таким образом, за один импульс может излучаться $J = 4\cdot10^{-10}$ Дж переходного излучения в видимом диапазоне. Длительность T импульса составляет 4 мкс. Т.е. мощность излучения в заднюю полусферу составляет $E=J/T=1\cdot10^{-4}$ Вт.

Световой поток определяется по формуле $F=683\cdot E$ (F измеряется в лм, E – в Вт) [7] и составляет для приведенного случая 0,07 лм.

Для того чтобы оценить возможность использования стандартной видеокамеры для измерения параметров пучка, оценим необходимые параметры оптической системы и освещенности на камере, которые можно получить.

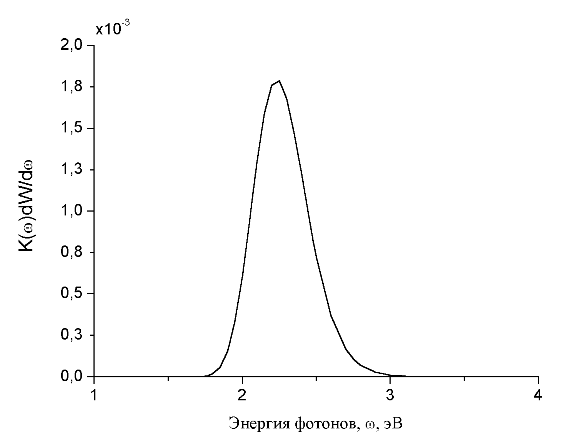


Рис. 4. *Функция свертки спектра ОПИ и спектральной чувствительности глаза*

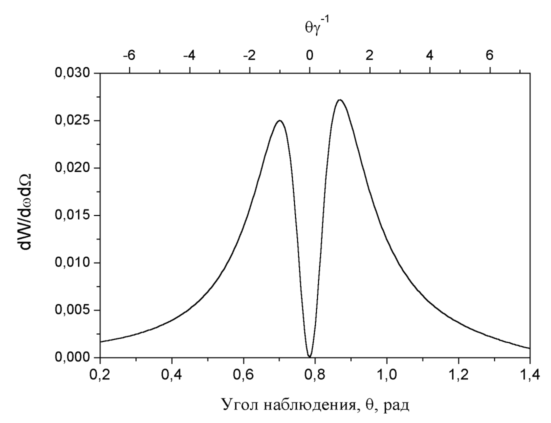


Рис. 5. *Угловое распределение ОПИ*

Оптическое переходное излучение является направленным и имеет характерную двумодальную форму, которая представлена на рис. 5. В области углов $\approx\gamma^{-1}$ сосредоточена основная мощность излучения. Расстояние между максимумами равно $2\gamma^{-1}$ и для электронов с энергией 6,1 МэВ составляет величину 0,168 рад. Для эффективной регистрации ОПИ необходимо построить такую оптическую систему, которая бы захватывала оба этих максимума.

Реальный диаметр короткофокусных линз, не дающих искажений, обычно не превосходит 50...70 мм (светосила линзы редко превышает величину 1/2,5), поэтому, для того, чтобы захватить в апертуру объектива угол $5\gamma^{-1}$ необходимо поместить первую линзу объектива на расстоянии не более 150 мм от мишени.

Расчет для линзы диаметром 60 мм показывает, что в данную апертуру будет излучаться $8\cdot10^{-4}$ эВ/эл переходного излучения или примерно 30 % полной интенсивности обратного ОПИ. При длительности макроимпульса 4 мкс и его населенности 10^{12} электронов, в апертуру объектива будет излучаться $3\cdot10^{-5}$ Вт переходного излучения или световой поток F через первую линзу объектива будет составлять 0,02 лм.

Освещенность L, создаваемая переходным излучением на площади линзы S=28 см^2, определяется как $L=F/S$ и составляет $8\cdot10^{-4}$ лк.

Оптическая система должна сфокусировать весь свет на чувствительном элементе камеры, имеющим размер 4x5 мм^2. Если в системе нет потерь, то на сенсоре камеры освещенность будет составлять 0,12 лк.

Таким образом, имея камеру с чувствительностью 0,01 лк и используя предлагаемую оптическую систему, можно регистрировать переходное излучение для столь малых токов.

Экспериментальные результаты

Для проведения эксперимента в камеру рассеяния микротрона НИИ ЯФ при ТПУ была установлена алюминиевая мишень толщиной 1 мм. Мишень установлена таким образом, чтобы пучок электронов падал на нее под углом 45°, при этом обратное переходное излучение отражается от нее под углом 90° к пучку, как это показано на рис. 6. Магнитная система микротрона позволяет изменять как положение, так и размеры пучка. Для контроля этих параметров в плоскости мишени установлен люминофор со своей оптической системой и видеокамерой. Основные параметры микротрона и генерируемого им пучка приведены в таблице.

Для регистрации переходного излучения использовалась черно-белая видеокамера типа FUM-930, широко используемая в охранных системах. В основе камеры лежит полупроводниковый чип, имеющий размеры чувствительной области 6,0x4,96 мм^2 и чувствительность 0,01 лк.

Для регистрации излучения была использована оптическая система, приведенная на рис. 6. Данная оптическая система позволяет сфокусировать пятно переходного излучения диаметром 10 мм в пятно изображения на матрице камеры диаметром 1 мм. При паспортных значениях поперечных размеров одного пикселя матрицы около 0,01 мм, мы получаем на изображении примерно 10 пикселей на 1 мм светового пятна на мишени.

Таблица. *Параметры микротрона*

Энергия электронов	6,1 МэВ
Длительность макроимпульса	4 мкс
Частота повторения	1–10 Гц
Длительность микроимпульса	17...20 пс
Амплитуда тока в микроимпульсе	0,6 А
Число электронов в микроимпульсе	10^8
Число микроимпульсов в одном макроимпульсе	10^4
Амплитуда тока в макроимпульсе	40 мА
Число электронов в макроимпульсе	10^{12}
Средний ток микротрона (10 Гц)	2,5 мкА ($1{,}5\cdot10^{13}$ эл/с)
Разброс энергий	0,5 %
Эммитанс: горизонтальный	$3\cdot10^{-2}$ мм·рад
вертикальный	$1{,}5\cdot10^{-2}$ мм·рад

Оцифровка сигнала производилась с помощью PCI-карты телевизионного приёмника AVER TV Studio, которая, с одной стороны, позволяет удешевить систему съёма и оцифровки информации, а

с другой – имеет прямой интерфейс к применяемой нами камере.

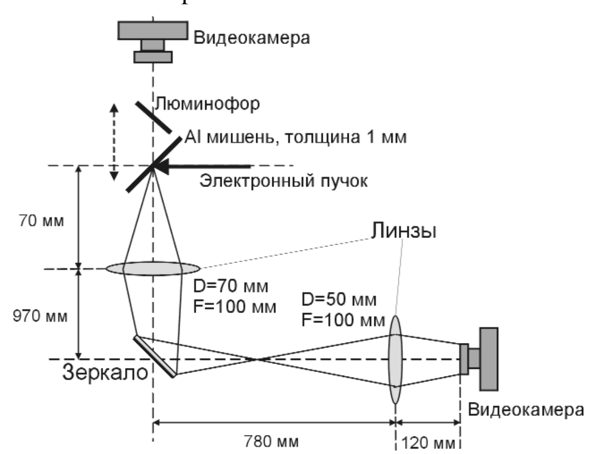


Рис. 6. *Схема экспериментальной установки*

В связи с тем, что оптическая система имеет несколько свободных параметров, при вариации которых выполняются условия фокусировки, после сборки системы была проведена ее калибровка. Для этого в плоскости мишени была установлена линейка, которая была сфотографирована с помощью камеры через настроенную оптическую систему. Результат показан на рис. 7. Из данного рисунка можно найти, что для нашей системы 1 мм длины в плоскости мишени будет соответствовать 12 пикселям на матрице камеры.

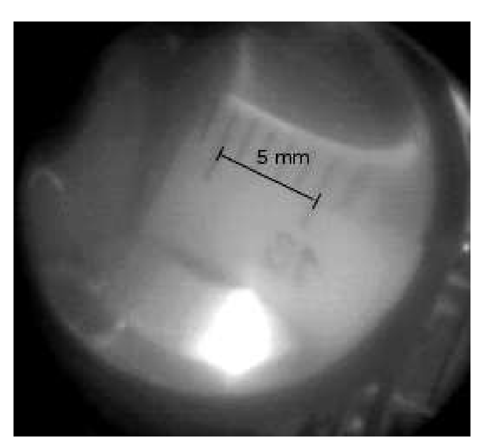
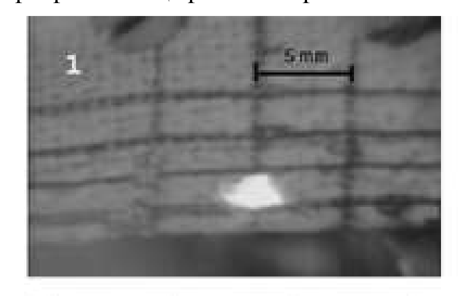


Рис. 7. *Фотография линейки для калибровки оптической системы*

Для проведения эксперимента по регистрации размеров и сечения пучка с помощью магнитной системы на люминофоре устанавливался заданный размер пучка. После этого на место люминофора устанавливалась алюминиевая мишень, и производилось измерение переходного излучения.

На рис. 8 показаны фотография излучения люминофора для электронного пучка с установленными размерами 2×2 мм^2 и фотография переходного излучения в алюминиевой пластине для того же пучка. Данный рисунок представляет собой распределение интенсивности излучения переходного излучения и является суммой 160 кадров, полученных с камеры. Время экспозиции одного кадра составляло 10 мс. Для частоты повторения импульсов микротрона 10 Гц время измерения составляет 16 с.



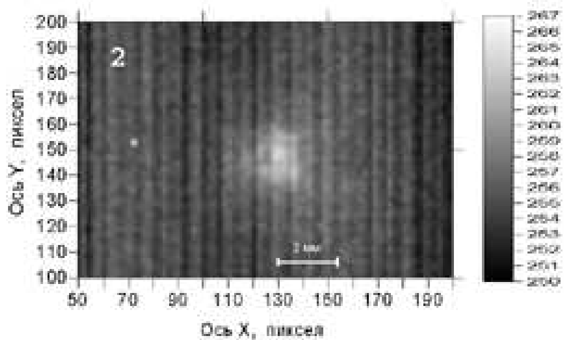
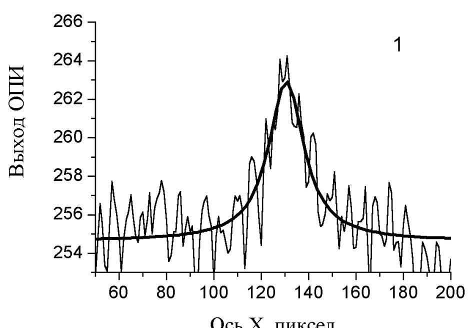


Рис. 8. *Фотография электронного пучка размерами 2x2 мм: 1) излучение на люминофоре; 2) ОПИ на алюминиевой пластине*



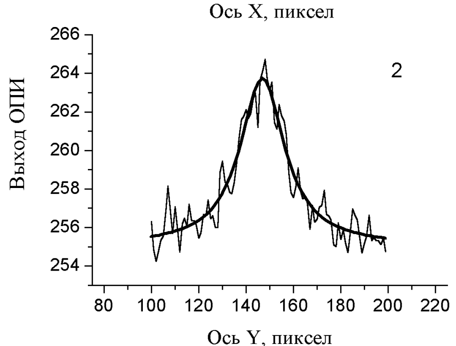


Рис. 9. *Сечение интенсивности ОПИ для пучка 2x2 мм: 1) горизонтальное; 2) вертикальное*

На рис. 9 приведены сечения интенсивности ОПИ, показанной на рис. 8, соответственно по горизонтали и вертикали. После аппроксимации полученного распределения с помощью гауссиана полуширина пиков на полувысоте для горизонтального разреза получена 18 пикселей или 1,5 мм и для вертикального разреза 22 пикселя или 1,8 мм.

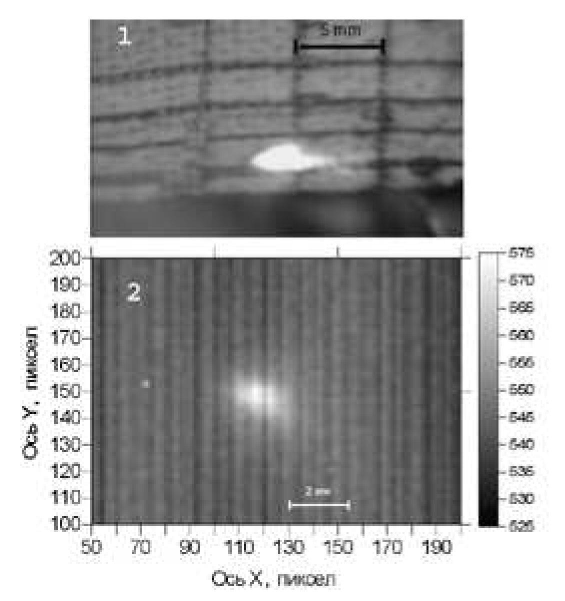


Рис. 10. *Фотография электронного пучка размерами 1x3 мм: 1) излучение на люминофоре; 2) ОПИ на алюминиевой пластине*

Аналогичные измерения и обработка были сделаны для пучка имеющего поперечные размеры 1x3 мм². На рис. 10 показаны фотография свечения люминофора для данного пучка, а также фотография пятна ОПИ для того же пучка, полученная суммированием по 340 кадрам. На рис. 11 – соответственно горизонтальное и вертикальное сечение интенсивности ПИ. После аппроксимации получено значение полуширины на полувысоте соответственно для вертикального сечения 12 пикселей или 1 мм и для горизонтального 24 пикселя или 2 мм.

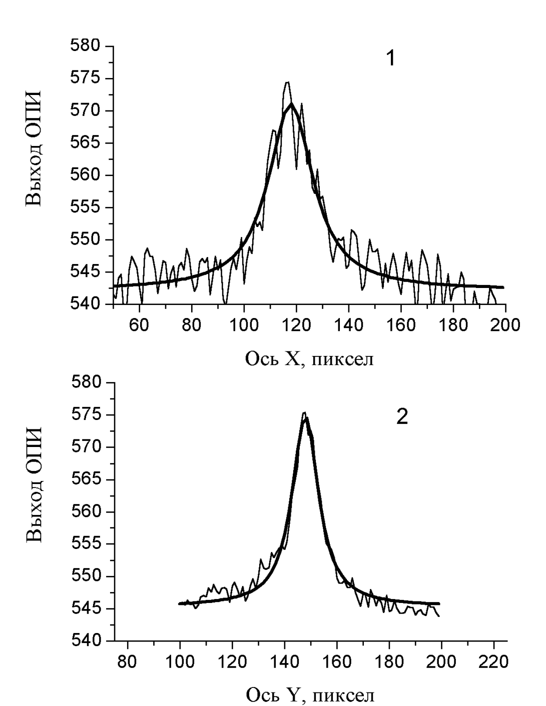


Рис. 11. *Сечение интенсивности ОПИ для пучка 1x3 мм: 1) горизонтальное; 2) вертикальное*

В заключение следует отметить, что созданная диагностическая станция позволяет измерять профиль пучка с погрешностью несколько процентов в течении десятков секунд. Использованная оптическая система позволяет проводить перенастройку для фокусировки оптической системы на бесконечность, что может обеспечить измерение угловых распределений ОПИ (т.е. углового распределения начального электронного пучка).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Variola A., Bernard M., Chehab R., Honkawaara K., Leblond B., Taurigna-Quere M. In: Proceedings of DIPAC Conference, Frascati, 1997. – P. 221.
2. Tordeux M.-A., Papadacci J. In: Proceedings of EPAC, Vienna, 2000. – P. 818.
3. Rule D.W., Fiorito R.B. In: Proceedings of AIP Conference. – 1994. V. 319. – P. 21.
4. Aleinik A.N. at al. Low-energy electron-beam diagnostics based on the optical transition radiation / Nucl. Insr. and Meth. In Phys. Res. B. – 2003. – V. 201. – P. 34–43.
5. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. – Ереван: Изд. АН Армянской ССР, 1969. – 458 с.
6. Handbook of Optical Constants of Solids, edited by Edward D. Palik. – Orlando: Academic Press, 1985. – P. 804.
7. Матвеев А.Н. Оптика: Учебное пособие для физических специальностей вузов. – М.: Высшая школа, 1985. – 351 с.